

АНОМАЛЬНЫЕ УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ПЛЕНОК НИОБИЯ

Ю. В. Вишняков, А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 сентября 2003 г.

В работе обнаружены аномальные угловые зависимости критического тока пленок ниобия, проявляющиеся в том, что максимум критического тока при малых значениях напряженности внешнего магнитного поля наблюдается в наклонном магнитном поле. Обнаружено, что положение максимума зависит от внешнего магнитного поля, а также от начальных условий, в которых находились образцы. Предложена теоретическая модель для объяснения полученных результатов, основанная на учете влияния диамагнитного эффекта, пиннинга и начальных условий на вихревую систему в пленках ниобия.

PACS: 74.25.Sv, 74.78.Fk

1. ВВЕДЕНИЕ

Ниобий занимает особое место в сверхпроводимости, поскольку параметр Гинзбурга–Ландау в нем близок к единице. Поведение его в магнитном поле обладает характерными чертами сверхпроводников, как первого, так и второго рода, что может приводить к проявлению необычных свойств структур на основе данного сверхпроводника. Например, в работе [1] обнаружены аномальные угловые зависимости критического тока слоистых структур, приготовленных на основе ниобия, в которых роль эффективных центров пиннинга играли изолирующие NbO_x -слои. В работе [2] было обнаружено, что зависимости критического тока от величины и направления внешнего магнитного поля меняются при изменении начальных условий, в которых находились эти слоистые структуры, т. е. меняя начальное положение образца, можно менять вид угловой зависимости критического тока таких структур при вращении их в магнитном поле и даже изменять положение максимума на этой зависимости. Таким образом, это дает возможность управлять критическими параметрами сверхпроводников в процессе эксперимента. Для более полного понимания природы явлений, обнаруженных в работах [1, 2], нами проведены

прецизионные угловые измерения критического тока пленок ниобия.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Образцы, исследуемые в данной работе, представляют собой сверхпроводящие узкие полоски, приготовленные на основе пленок ниобия. Пленки были приготовлены методом магнетронного напыления на постоянном токе [3]. В качестве подложек использовались поликристаллический корунд с полированной поверхностью (класс полировки подложек не ниже 12-го), их температура во время напыления была близка к 350°C . На основе приготовленных пленок методом фотолитографии были получены узкие полоски с контактными площадками. Контактные провода припаиваются к этим площадкам с помощью индия. Критическая температура изготовленных таким образом пленок составляет $T_c = 9.2\text{ K}$, их толщина $d = 0.6\text{ мкм}$, ширина полоски $w = 10\text{ мкм}$, длина $L \sim 100\text{ мкм}$, отношение сопротивления при комнатной температуре к сопротивлению при $T = 10\text{ K}$ равно $R_k/R_{10} = 2.9$.

Магнитное поле напряженностью до 65 кЭ создается сверхпроводящим соленоидом. Критический ток I_c определяется током ВАХ, при котором падение напряжения на образце достигает 1 мкВ . Измерение ВАХ образцов проводится четырехточечным

*E-mail: lykov@mail1.lebedev.ru

методом. Регистрация критического тока образца в нашем эксперименте полностью автоматизирована, что позволяет отслеживать момент появления падения напряжения с точностью до 0.1 мкВ. Вращение образца относительно внешнего магнитного поля проводилось с помощью прецизионного механизма, представляющего собой червячную пару, изготовленную из нержавеющей стали, с передаточным числом 30. Это дает возможность достигать разрешения по углу вращения образца 0.04°. Вращательный механизм с образцом помещен в однородное магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим соленоидом, таким образом, что образец может вращаться относительно магнитного поля. Вся конструкция находится в гелиевой ванне при температуре 4.2 К. Пропускаемый через образец ток I в наших экспериментах был всегда направлен перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 показан пример угловых зависимостей критического тока пленок ниобия. Как видно на рисунке, максимум критического тока наблюдается при наклонном положении образца в магнитном поле, и величина сдвига увеличивается с уменьшением внешнего магнитного поля. В данном случае образец вначале располагался таким образом, что его плоскость составляла с направлением внешнего магнитного поля угол $\theta = \theta_0 \sim 30^\circ$. Вращение происходит в направлении уменьшения угла θ до тех пор, пока образец не отклонится от параллельного положения на угол $\theta = -\theta_0 \sim -30^\circ$, т. е. займет положение, симметричное относительно начального направления внешнего магнитного поля. Затем образец вращался в противоположном направлении до прихода его в исходное состояние. На рис. 1 кривые $I_c(\theta)$ показаны для различных значений напряженности внешнего магнитного поля $H = 1, 1.5, 2, 3, 4$ кЭ. Кривые, обозначенные темными символами, соответствуют вращению образца в направлении увеличения угла θ (в положительном направлении), а кривые, обозначенные светлыми символами, соответствуют вращению образца в противоположном направлении (в отрицательном направлении). Сплошные кривые соответствуют аппроксимации экспериментальных зависимостей с помощью функции Лоренца

$$y = y_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(x - x_0)^2 + w^2},$$

где y_0, A, w, x_0 — подгоночные параметры. Данная аппроксимация применяется здесь для точного поиска

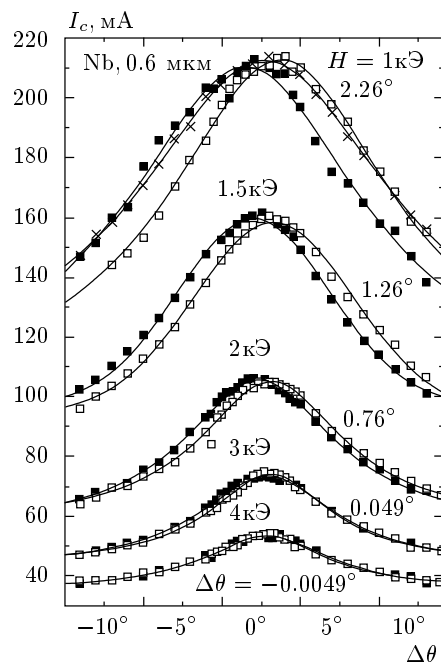


Рис. 1. Зависимости критического тока образца от угла расположения поверхности структуры по отношению к направлению внешнего магнитного поля для различных значений поля H . Темные значки соответствуют зависимостям для прямого направления вращения образца. Светлые обозначения экспериментальных точек соответствуют зависимостям, приведенным для обратного направления вращения образца

ка положения максимума на зависимости $I_c(\theta)$. Для того чтобы различать «прямые» и «обратные» зависимости, обозначим их $I_c(\theta_{cl})$ и $I_c(\theta_{acl})$. Введем обозначение $\Delta\theta = \theta_{cl}^m - \theta_{acl}^m$, где θ_{cl}^m — угол, соответствующий максимальному значению критического тока на зависимости $I_c(\theta_{cl})$, а θ_{acl}^m — угол, соответствующий максимальному значению критического тока на зависимости $I_c(\theta_{acl})$. Таким образом, обнаруживается несовпадение положений прямого и обратного максимумов, причем положения этих максимумов различны для различных значений внешнего магнитного поля. Однако, если перед каждым измерением $I_c(\theta_{cl})$ или $I_c(\theta_{acl})$ образец переводился в нормальное состояние путем увеличения магнитного поля, то максимумы на них совпадут и будут наблюдаться в параллельном внешнем магнитном поле. Пример полученной таким образом зависимости приведен на рис. 1 (кривая, обозначенная крестиками для внешнего поля $H = 1$ кЭ). Зависимость расхождения «прямого» и «обратного» пиков от величины внешнего магнитного поля $\Delta\theta(H)$ приведена

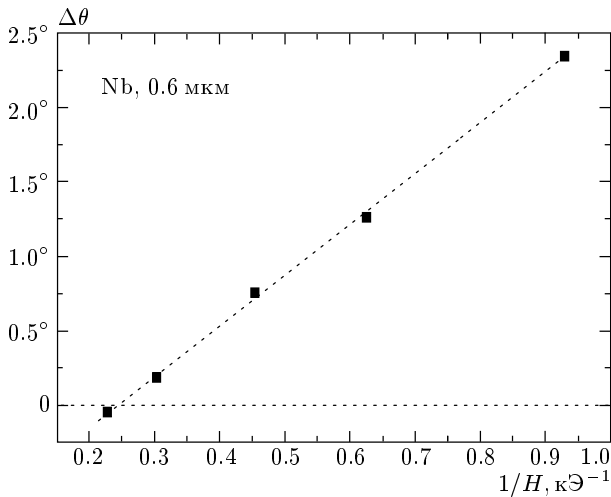


Рис. 2. Зависимость угла расхождения прямого и обратного пиков $\Delta\theta$ от величины обратной напряженности внешнего магнитного поля

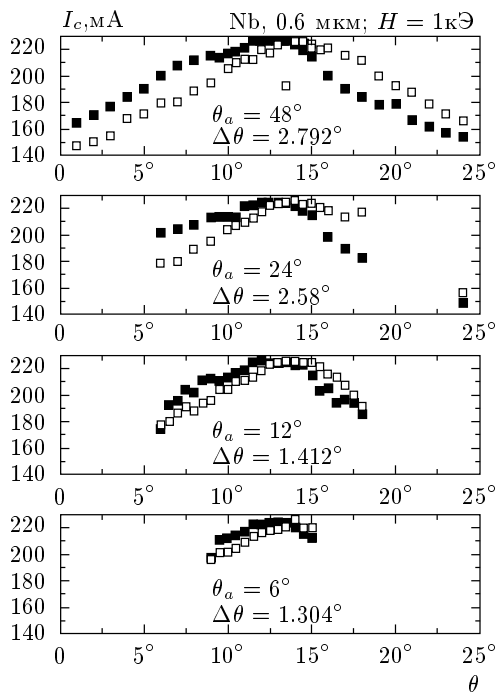


Рис. 3. Угловые зависимости критического тока для различных значений θ_a

на рис. 2. Необходимо отметить, что величина максимума не зависит от направления вращения образца, и каждый раз максимум наблюдается до достижения параллельной ориентации образца относительно внешнего магнитного поля. Положение максимума не зависит от полярности транспортного тока.

Было обнаружено, что положение максимума зависит от начальных условий, в которых находился образец перед измерением. Зависимости расхождения пиков от величины θ_0 — начального отклонения образца от параллельного положения, в котором находилась пленка, — показаны на рис. 3. В этом эксперименте измеряются «прямые» и «обратные» зависимости $I_c(\theta)$, похожие на зависимости, приведенные на рис. 1, но теперь мы постоянно от серии к серии уменьшаем начальный угол отклонения от параллельного положения θ_0 , тем самым изменяя начальные условия для каждого последующего измерения. Здесь следует отметить особенность метода измерения этих зависимостей, а именно то, что начальная точка каждой последующей серии лежит на обратной кривой предыдущей. На рис. 3 мы видим, что угол $\Delta\theta$ уменьшается с уменьшением амплитуды качания системы $\theta_a = 2\theta_0$. Таким образом, положения прямого и обратного пиков зависят от начальных условий (эффект памяти), в которые был помещен образец, а также от пути, которым он был приведен в данное состояние. Данный результат качественно аналогичен результату, полученному на многослойных слоистых структурах Nb/NbO_x [1, 2].

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для объяснения полученных результатов использовался подход, развитый в работах [2–6]. Если внешнее магнитное поле приложено в направлении, параллельном поверхности пленки, то вихревые линии, проникающие в образец, будут параллельны ей, но в случае наклонного магнитного поля вихревые линии, проникающие в образец, могут принимать разную форму вследствие наличия в исследуемых пленках эффективных центров пиннинга, которые могут оказывать на их конфигурацию существенное влияние. Более того, когда происходит поворот пленки во внешнем магнитном поле, эффективные центры пиннинга, увлекая за собой вихри, оказывают существенное влияние на новое состояние. Поэтому исследуемая система будет частично «помнить» свое предшествующее состояние. Как уже отмечалось, ниобий, на основе которого изготовлены исследуемые образцы, занимает особое место в сверхпроводимости, поскольку параметр Гинзбурга–Ландау в нем близок к единице. Это может приводить к диамагнитным свойствам, присущим сверхпроводникам первого рода.

Учитывая вышесказанное, запишем уравнение для плотности свободной энергии Гиббса в нашем случае [4]:

$$G = \frac{1}{8\pi} B(B - 4\pi M) - \frac{1}{4\pi} HB, \quad (1)$$

где B — магнитная индукция внутри пленки, H — напряженность внешнего магнитного поля, M — намагничивание, определяющее память пленки о предыдущем состоянии, а также наличие диамагнитных свойств, проявляемых исследуемой структурой. При этом мы не учитываем эффекта размагничивания, так как магнитное поле в нашем случае уже присутствует в образце, и мы не анализируем процесс его вхождения. Кроме того, для указанных параметров образцов $d = 0.6$ мкм, $w = 10$ мкм и $w/d = 16.7$ размагничивающий фактор близок к нулю при параллельной ориентации образца в магнитном поле. Перепишем данное соотношение в проекциях на оси координат системы, жестко связанной с образцом (ось z перпендикулярна плоскости образца, ось y параллельна направлению транспортного тока):

$$G = \frac{1}{8\pi} (B_x^2 + B_z^2) - \frac{1}{2} B_x M_x - \frac{1}{2} B_z M_z - \frac{H}{4\pi} (B_x \cos \theta + B_z \sin \theta). \quad (2)$$

Минимизируя уравнение (2), получим уравнения для компонент магнитной индукции B_x и B_z , которые выражаются соответствующими формулами:

$$B_x = H \cos \theta + 2\pi M_x, \quad (3)$$

$$B_z = H \sin \theta + 2\pi M_z, \quad (4)$$

$$B^2 = B_x^2 + B_z^2. \quad (5)$$

Плотность объемной силы пиннинга для ниобиевых пленок, помещенных в перпендикулярное магнитное поле, обычно определяется соотношением

$$F_p \sim B(1 - B/H_{c2}). \quad (6)$$

При протекании через исследуемую пленку транспортного тока на вихревые нити действует сила Лоренца

$$F_L \approx \frac{1}{c} BJ, \quad (7)$$

где c — скорость света в вакууме, а J — плотность тока, пропускаемого через пленку. Эта сила стремится сорвать вихри, удерживаемые на неоднородностях. Плотность тока, при котором происходит срыв вихря с неоднородности, является плотностью критического тока, значение которой соответствует переходу от бездиссипативного течения транспортного тока через образец к диссипативному. Если принять во

внимание, что в точке перехода должно выполняться условие $F_p = F_L$, то можно получить выражение для плотности критического тока для пленки, помещенной в перпендикулярное магнитное поле:

$$J_c = J_{c0}(1 - B/H_{c2}). \quad (8)$$

При выводе соотношения для величины критического тока в наклонном магнитном поле мы полагаем, что взаимодействие вихря с поверхностью, препятствующее его входу в пленку, так называемый поверхностный пиннинг, значительно больше сил пиннинга в плоскости пленки. Поэтому критический ток в этом случае определяется силой Лоренца в плоскости пленки. Используя уравнения (3)–(5) и полагая вблизи параллельной ориентации магнитного поля относительно пленки $M_x = 0$, перепишем уравнение (8) следующим образом:

$$J_c = J_{c0} \left(1 - K (|\sin \theta - \sin \Delta\theta_t|)^{0.5} \right), \quad (9)$$

где

$$\sin \Delta\theta_t = -\frac{H^2 + 4\pi^2 M_z^2}{4\pi M_z H}, \quad K = \frac{\sqrt{4\pi M_z H}}{H_{c2}}.$$

Соотношение (9) определяет зависимость плотности критического тока от угла θ при $\theta \rightarrow 0$ в предположении, что M_z не зависит от θ .

Формула (9) определяет плотность критического тока, которая обусловлена пиннингом в плоскости пленки при условии слабого взаимодействия вихрей друг с другом и высокой плотности центров пиннинга. Видно, что максимум критического тока наблюдается не при $\theta = 0$, а при $\theta = \Delta\theta_t$. При этом угле замороженное в пленке магнитное поле как бы нейтрализуется за счет диамагнитного эффекта и силовые линии будут направлены вдоль поверхности пленки; критический ток в этом случае определяется главным образом поверхностным пиннингом — взаимодействием вихрей с поверхностью пленки. Это приводит к ограничению зависимости (9) при $\theta \sim \Delta\theta_t$. Расчету величины поверхностного пиннинга посвящен ряд работ [7, 8]. Однако нам достаточно того, что при малых углах отклонения образца от параллельной ориентации в магнитном поле эта величина не зависит от угла.

Основной результат, полученный в данной работе, — это расхождение положений «прямого» и «обратного» максимумов на угловых зависимостях критического тока при малых внешних магнитных полях. Поэтому сначала рассмотрим, как данный результат согласуется с вышеописанной моделью. Согласно соотношению (9) максимум на зависимости

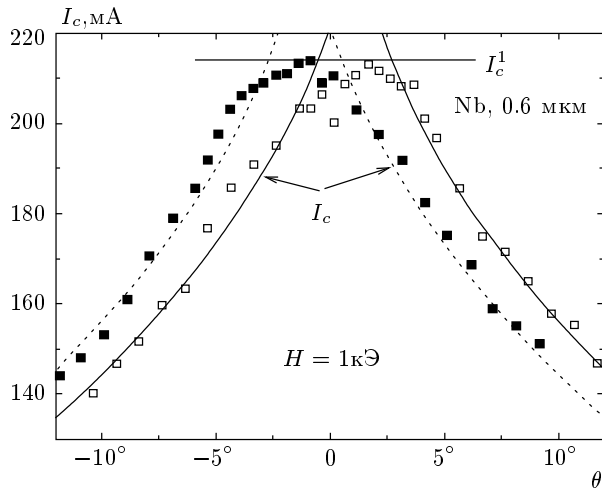


Рис. 4. Экспериментальная и теоретическая угловые зависимости критического тока. Сплошная и пунктирная линии соответствуют теоретической зависимости

$J_c(\theta)$ возникает при $\theta = \Delta\theta_t > 0$, т. е. пик на угловой зависимости наблюдается раньше, чем структура при ее вращении достигает параллельного положения. Положим в уравнении (9) $\Delta\theta_t = \theta_c$ (θ_c — характерный угловой размер образца, который определяется соотношением $\theta_c = \arctg(D/w)$, $\theta_t = 3.43^\circ$) и сравним теоретическую зависимость для $J_c(\theta)$ с экспериментальной. При этом параметры J_{c0} и K определяются из условий нормировки для экспериментальной зависимости, а полученная нами теоретическая зависимость используется для положительного направления вращения образца, а для отрицательного — ей симметричная. Полученный результат показан на рис. 4. Видно, что изображенные на нем теоретическая и экспериментальная зависимости находятся в хорошем качественном согласии, из чего можно сделать вывод о том, что положение пиков на экспериментальной зависимости $I_c(\theta)$ действительно определяется существующим в образце магнитным моментом $M_z(H)$, максимальное значение которого непосредственно связано с величиной θ_c , являющейся геометрической характеристикой исследуемого образца. Если связать его только с существованием в образце замороженных вихрей, то величина $M_z(H)$ должна быть положительной и пик на экспериментальной зависимости должен появляться после перехода образцом параллельного положения. При этом угле внешнее магнитное поле должно компенсировать магнитный момент замороженных вихрей и магнитное поле будет направлено параллельно

но поверхности пленки. Однако в нашей ситуации $M_z(H) < 0$, так как пик на экспериментальной угловой зависимости опережает параллельное положение. Такое поведение намагничивания можно объяснить, если учесть диамагнитные свойства ниобия. Отметим, что в рамках данного подхода легко объясняется изменение положения максимума на $I_c(\theta)$ при изменении направления вращения образца, поскольку при этом изменяются величина и направление намагничивания образца.

Обратимся снова к экспериментальной зависимости, показанной на рис. 3. Как уже отмечалось, величина расхождения прямого и обратного пиков $\Delta\theta$ уменьшается с уменьшением угла, определяющего начальное положение образца относительно внешнего магнитного поля (θ_0). Наша модель позволяет объяснить и этот результат. Очевидно, намагничивание M_z является функцией не только величины напряженности внешнего магнитного поля, а еще и угла θ_0 — $M_z = M_z(H, \theta_0)$, т. е. зависит от начальных условий экспериментальной задачи. Это легко объяснить в рамках предложенной модели, так как M_z зависит от величины замороженного магнитного потока. При уменьшении «раскачки» образца величина этого потока уменьшается, так как образец приближается к параллельной ориентации во внешнем магнитном поле. Согласно всему сказанному выше можно утверждать, что экспериментальные результаты, полученные в данной работе, достаточно хорошо укладываются в рамки предложенной нами модели.

5. ВЫВОДЫ

Обнаруженные нами аномальные угловые зависимости критического тока пленок ниобия, проявляющиеся в том, что максимум критического тока при малых значениях напряженности внешнего магнитного поля наблюдается в наклонном магнитном поле, вызваны сложностью перехода вихревой системы в основное невозбужденное состояние. В обычных измерениях критического тока вихревая система находится в метастабильном возбужденном состоянии. Как следствие, исследования критического состояния усложняются, так как теоретические работы исследуют равновесные свойства вихревой системы в сверхпроводниках. Можно отметить три главных результата работы.

1. Нами разработан новый подход исследования неравновесных свойств вихревой системы в сверхпроводниках.
2. Обнаруженные нами аномальные угловые зависимости критического тока должны наблюдаться

во всех сверхпроводниках. При этом надо учитывать, что в сверхпроводниках второго рода с большим параметром Гинзбурга–Ландау в сильных магнитных полях диамагнитные свойства подавлены и наблюдаемый эффект должен быть малым.

3. Полученные результаты показывают, что обычно используемый метод определения параллельной ориентации образца в магнитном поле по максимуму критического тока на его угловой зависимости может давать ошибочные результаты.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации в рамках госконтрактов № 40.012.1.1.1355 и № 40.012.1.1.1357 и РФФИ (грант № 02-02-16285).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. N. Lykov and Yu. V. Vishnyakov, *Europhys. Lett.* **36**(8), 625 (1996).
2. Ю. В. Вишняков, А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков, Препринт ФИАН № 39 (2001).
3. Е. М. Голямина, В. И. Дедю, А. Н. Лыков, С. Л. Прищепа, А. М. Трояновский, *Сверхпроводимость* **4**, 1430 (1991).
4. M. Tachiki, T. Koyama, and S. Takahashi, *Physica C* **185–189**, 303 (1991).
5. M. Tachiki and S. Takahashi, *Sol. St. Comm.* **70**, 291 (1989).
6. M. Tachiki and S. Takahashi, *Sol. St. Comm.* **72**, 1083 (1989).
7. V. V. Schmidt and G. S. Mkrtchyan, *УФН* **112**, 459 (1974).
8. Ф. Ф. Терновский, Л. Н. Шехата, *ЖЭТФ* **62**, 2297 (1972).